

新型分布反馈式气体激光器

郑兴世*, S. Gnepf, H. P. Preiswerk,
D. Wildmann, F. K. Kneubühl

(瑞士联邦工学院物理系)

摘要——本文论述了三种分布反馈(DFB)式气体激光器的理论及其首次实现的情况,这三种气体激光器是线性DFB激光器、螺旋DFB激光器和与二阶DFB效应相关的切向入射光栅式激光器。这些新型激光器是分别把线性周期金属波导、螺旋型金属波导以及带光栅的楔形金属波导应用到496 μm 光泵远红外 CH_3F 激光器上而实现的。螺旋DFB结构在激光研究上是一个新的概念,它引起人们的兴趣不仅在微波技术方面,同样在染料激光器和胆甾醇液晶的研究方面。DFB气体激光器未来研究的一个目标是实现10 μm 波长的 CO_2 DFB激光器,它将具有很优异的特性和应用价值。

一、引 言

分布反馈(DFB)结构首先于1971年应用在染料激光器上^[1~3],接着于1973年用于固体激光器^[4],并在1979年用于气体激光器^[5~8]。所有这些DFB激光器的工作原理是基于工作介质的折射系数或波导的截面结构与增益系数是线性周期调制的。因此,这类激光器均称为线性的DFB激光器。关于这类激光器的理论,初始是建立在弱调制上的^[9~10]。原则上,线性DFB激光器的理论是基于Mathieu-Hill复变方程^[11]。最近已发展了一种理论^[12],可以处理强的调制,它基于矩阵方法^[13]。这个理论给出了关于DFB激光器模式的色散关系、谐振条件及阈值增益。色散关系来自无限的DFB结构,而模式的共振频率及阈值增益来自有限的结构。

不久之前,实现了一种螺旋型DFB激光器^[14~16],这种新型激光器采用螺旋波导,其螺距接近于激光的半波长。它的工作原理基于螺旋结构的准布拉格反射及准DFB效应。要弄明白这种激光器的原理,需要广泛的群论推导去分析连续的螺旋结构^[14~16]。第一台螺旋型DFB激光器是带螺纹的金属波导光泵496 μm CH_3F 激光器^[14~16]。它和第一台DFB气体激光器^[5~8]很类似。另一种接近于螺旋型DFB激光器的设想是由一种胆甾醇液晶与激光染料混合组成的激光器^[16~17]。在这种激光器中,激光染料是工作介质,而胆甾醇液晶形成螺旋式反馈。这是一种全液态的激光器。

本文1984年1月25日收到。

* 中山大学访问学者。

最后,我们报道一种切向入射式气体激光器的理论及首次成功的实验。第一批切向入射式激光器是一种染料激光器,它的短的激光腔由一块衍射光栅及一面调谐镜组成,光栅采用接近于切线方向的入射方式^[18~22]。这种结构能够得到窄带单模的工作状态而不必使用腔内扩展光束的技术。当光栅与调谐镜相互平行时,这种切向入射激光器可以看作是一种DFB激光器,因为它们工作于DFB或布拉格反射的情形。目前,本文作者从理论及实验方面研究了这种新型切向入射式气体激光器的模式特点。

二、线性DFB理论

一个线性DFB激光器的理论至少要提供DFB模式的色散关系式、谐振频率和阈值增益。这些特性原则上可以由基本的波动方程推导出来。

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + K^2(z) E = 0, \quad (1)$$

其中复变的波数

$$K(z) = \frac{\omega}{C} n(z) + i\alpha(z) = K(z+L)。 \quad (2)$$

式中,等效的折射系数 $n(z)$ 和增益系数 $\alpha(z)$ 是沿着 z 轴方向、以 L 为周期变化的,并且和角频率 ω 无关。但是,随时间变化的因子 $\exp(i\omega t)$ 是贯通全文的。方程(1)是一个带有复变势 $K^2(z)$ 的Hill微分方程^[11]。遗憾的是人们对复变Hill方程所知不多^[23]。

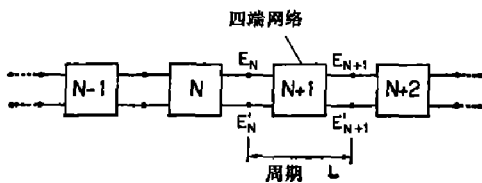


图1 把无限的DFB结构看作为无限的四端网络链

DFB的色散关系式是与无限的DFB激光器结构有关的。我们把这个结构看作为一个无限的四端网络链^[24],如图1所示,每一四端网络相应于DFB结构的一个周期 L 。输入与输出都是变量: $E = E(z)$,即有效的电场强度,及其导数 $E' = dE(z)/dz$ 。第 N 节四端连接于 $Z_{N-1} = (N-1)L$ 及 $Z_N = NL$ 之间, $N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 。 $E_N = E(NL)$ 和 $E'_N = E'(NL)$ 分别表示相应的变量及其导数。对于这链上的任意一个四端,输入与输出之间的关系是线性的:

$$\begin{pmatrix} E_N \\ E'_N \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} E_{N-1} \\ E'_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_1(L) & F_2(L) \\ F'_1(L) & F'_2(L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{N-1} \\ E'_{N-1} \end{pmatrix}。 \quad (3)$$

其中 $F_j(Z)$ 是Hill微分方程式(1)的归一化解^[11]。 $F_1(0) = 1, F'_1(0) = 0; F_2(0) = 0, F'_2(0) = 1$,而 A 是一个单位模矩阵, $|A| = 1$ 。在无限的周期结构中,传输常数决定于本征方程

$$A \begin{pmatrix} E_N \\ E'_N \end{pmatrix} = e^{j\beta L} \begin{pmatrix} E_N \\ E'_N \end{pmatrix}。 \quad (4)$$

这方程与Floquet定理有关。由于 A 是单位模矩阵,这一方程引出无限DFB激光介质的色散关系

$$\cos \beta L = \frac{1}{2} \text{Trace } A。 \quad (5)$$

作为一个例子,让我们考虑一个带有矩形周期调制的DFB激光器的情形:

$$\begin{aligned}
0 \leq Z < \frac{L}{2}: \quad n_1 = \bar{n} + \frac{\Delta n}{2}, \quad \alpha_1 = \alpha + \frac{\Delta \alpha}{2}; \\
\frac{L}{2} \leq Z < L: \quad n_2 = \bar{n} - \frac{\Delta n}{2}, \quad \alpha_2 = \alpha - \frac{\Delta \alpha}{2}; \\
k = \frac{\omega}{c} \bar{n}, \quad K = k + i\alpha, \quad \Delta K = \frac{1}{2} \frac{\Delta n}{\bar{n}} k + \frac{1}{2} i \Delta \alpha.
\end{aligned} \tag{6}$$

对于这个调制关系,我们找出色散关系

$$\cos(\beta L) = \frac{1}{2} \text{Trace} \prod_{j=2}^1 \begin{pmatrix} \cos \frac{1}{2}(K_j L) & \frac{1}{K_j} \sin \frac{1}{2}(K_j L) \\ -K_j \sin \frac{1}{2}(K_j L) & \cos \frac{1}{2}(K_j L) \end{pmatrix}, \tag{7}$$

其中
$$K_j = \frac{\omega}{c} n_j + i\alpha_j, \quad j=1, 2。$$

这个方程的解是

$$\cos(\beta L) = \frac{K^2 \cos(KL) - \Delta K^2 \cos(\Delta KL)}{K^2 - \Delta K^2}. \tag{8}$$

对于弱的调制,这一色散关系接近于一阶的 r 次布拉格谐振:

$$(\beta - \beta_r)^2 = (k - k_r + i\alpha)^2 - k_r^{*2} \frac{1}{2} \left[1 - (-1)^r \cos \left(\frac{\Delta n}{2\bar{n}} r\pi \right) \right], \tag{9}$$

这里
$$\beta_r \doteq r \frac{\pi}{L}, \quad k_r \doteq r \frac{\pi}{L}, \quad k_r^* = 2 \left(\frac{\Delta n}{2\bar{n}L} + i \frac{\Delta \alpha}{2r\pi} \right)。$$

倘若 $\frac{\Delta n}{2} \ll \bar{n}$, 在 $r=1$ 的第一布拉格区域, 这与 Kogelnik 和 Shank^[9] 所找到的弱正弦调制的色散关系相一致, 除了在 k_r 里少了一个因子 $\frac{4}{\pi}$ 外, 这是矩形调制一次谐波的傅里叶系数。

值得注意的是, 色散关系式(9)中的方括号因子会导致在所有偶数的布拉格区域中一阶DFB效应的消失。

式(8)可用于计算弱的和强的调制布拉格和DFB结构的色散关系, 矩形调制的大小由式(6)决定。图2所示为具有强的折射系数调制、增益为零的色散关系。由图可见, 布拉格反射的典型带隙与半导体的能带相似。由传输常数的虚部为负可知, 在带隙之内, 波是衰减的。如果在周期结构中引入小增益 α , 则意味着带隙闭合, 并且在接近布拉格频率出现谐振放大(见图3)。这两个现象是由布拉格效应过渡到DFB效应的特征。在DFB激光器中, 靠近布拉格频率的谐振放大被用于选模上, 特别是当激光介质具有宽带增益时(比如染料激光器)。

如上所述, DFB激光器的色散关系式是把无限的DFB介质看作为一个无限的四端网络链(图1)而推导出来的, 然而共振条件及阈值增益必须以有限的DFB介质及有限的周期数目 M 来决定。这个有限的结构可以用一个有限的 M 个四端链来表示(图4), 这链的左、右端均接上自由空间的“阻抗”。当有限的DFB介质周围是真空的情形, 自由空间“阻抗”可以表示为

$$E_0/E'_0 = -ic/\omega, \quad E_M/E'_M = +ic/\omega. \tag{10}$$

另外, 两端的电场 E_0 及 E_M 可用矩阵式联系:

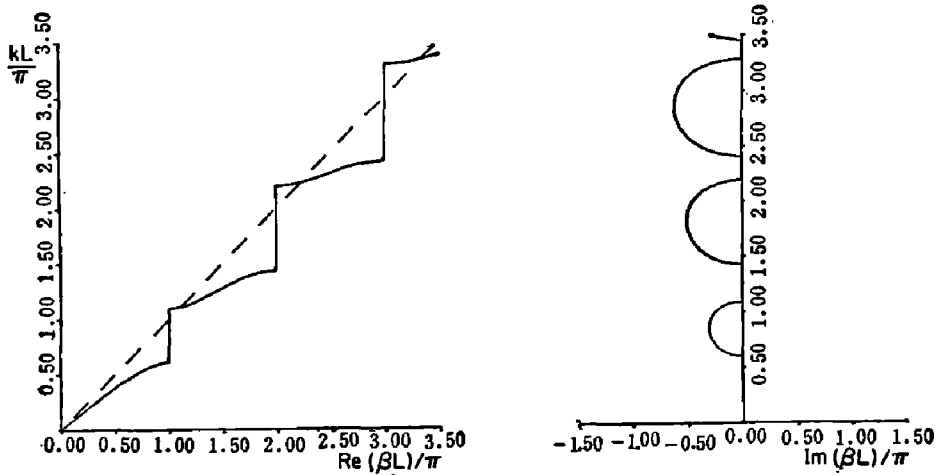


图2 强折射系数调制 $\Delta n/2\bar{n}=0.8$ 、增益为零的DFB色散关系

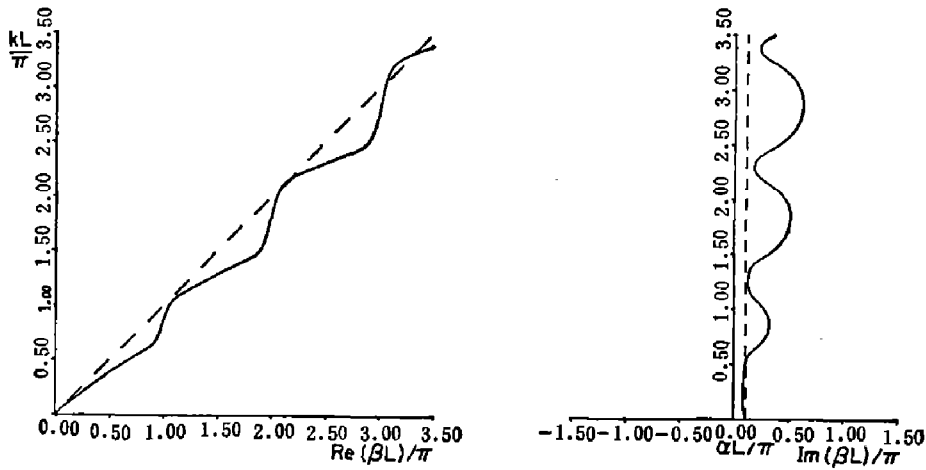


图3 强折射系数调制 $\Delta n/2\bar{n}=0.8$ 、弱增益 $\alpha L/\pi=0.1$ 的DFB色散关系

$$\begin{pmatrix} E_M \\ E'_M \end{pmatrix} = A^M \begin{pmatrix} E_0 \\ E'_0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

A 是式(3)所示的单位模矩阵, 它的 M 次幂 A^M 可表示为

$$A^M = \begin{pmatrix} A_{11}U_{M-1} - U_{M-2} & A_{12}U_{M-1} \\ A_{21}U_{M-1} & A_{22}U_{M-1} - U_{M-2} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

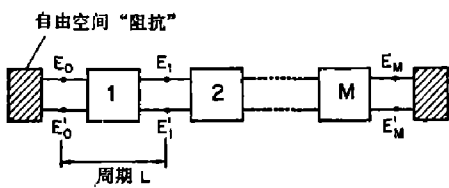


图4 把有限的DFB结构看作有限的四端网络链

其中 U_M 表示为第二类切比雪夫多项式^[25]:

$$U_M = (\sin \beta L)^{-1} \sin(M+1)\beta L. \quad (13)$$

βL 是由色散关系式(5)给定的。

式(10)和(11)组成一个有四个线性方程的齐次方程组。这方程组有非零解的条件是方程组的本征行列式为零。由此得到共振条件:

$$U_{M-1}c^{-2}\omega^2 A_{12} - A_{21} - ic^{-1}\omega(A_{11} + A_{22}) + 2ic^{-1}\omega U_{M-2} = 0. \quad (14)$$

综合式(14)和色散关系式(5), 我们得到一个有限的DFB激光器的简要的谐振条件, 由此可以决定谐振频率和阈值增益。

$$T_{2M} \left(\frac{1}{2}(A_{11} + A_{22}) \right) = \frac{(c^{-2}\omega^2 A_{12} - A_{21})^2 - c^{-2}\omega^2 [(A_{11} + A_{22})^2 - 4]}{(c^{-2}\omega^2 A_{12} - A_{21})^2 + c^{-2}\omega^2 [(A_{11} + A_{22})^2 - 4]}, \quad (15)$$

T_{2M} 表示为第一类切比雪夫多项式^[25]:

$$T_{2M}(\cos \beta L) = \cos 2M\beta L. \quad (16)$$

A_{ij} 表示为式(3)中的矩阵 A 的元, 它们是频率 ω 的函数。然而式(15)比较复杂, 不适用于谐振频率及阈值增益的数字计算。但是, 一个具有 M 个周期, 周期为 L 的 DFB 结构的谐振频率及阈值增益可以用下式来计算:

$$\operatorname{Re} \beta L = \frac{N}{M} \pi + \frac{\phi}{M}, \quad (17a)$$

$$\operatorname{Im} \beta L = -\frac{1}{M} \ln R. \quad (17b)$$

其中 $N = M, M \pm 1, M \pm 2, \dots$; βL 由无限 DFB 介质的色散关系中求出,

$$\cos \beta L = \frac{1}{2} [F_1(L) + F_2(L)]. \quad (18)$$

式(18)是复变 Hill 波动方程式(1)的归一化解。 R 和 ϕ 可从下式求出:

$$R^2 e^{i2\phi} = r_L r_R, \quad (19)$$

其中 r_L, r_R 是 Floquet 方程的解^[11], 分别是左的和的右的边界的反射系数, 这两个边界均处于半无限的 DFB 介质与半个自由空间之间。它们可以由下式的归一化解求出来:

$$r_{L,R} = -\frac{\frac{\omega}{c} F_2(L) \pm i(e^{\pm i\beta L} - F_1(L))}{\frac{\omega}{c} F_2(L) \pm i(e^{\mp i\beta L} - F_1(L))}. \quad (20)$$

这里 ω 是角频率, c 是真空中光速。

当式(17)中的 $M \gg 1$, 总的谐振状态由色散关系式(8)来决定。例如我们考虑纯折射系数调制的情况, 其特点是 $\operatorname{Re} \beta L(\omega)$ 出现“阻带”。如果 $R \neq 0$ 而且 $M \gg 1$, 式(17)将近似为

$$\operatorname{Re} \beta L \doteq N \frac{\pi}{M}, \quad (21a)$$

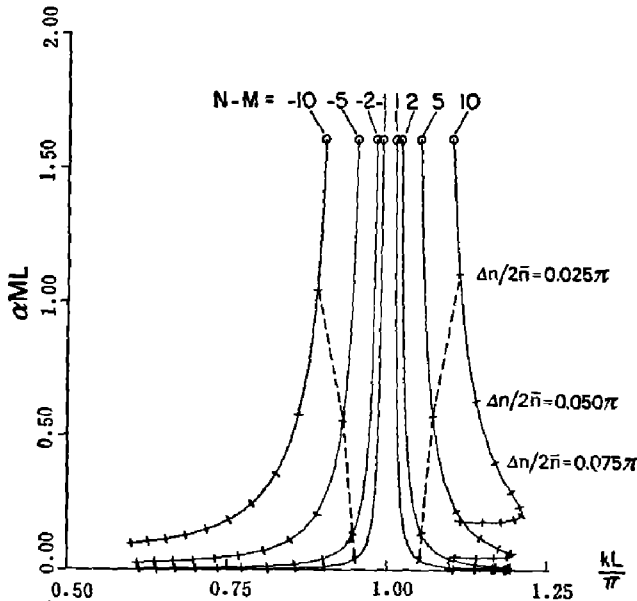


图5 有限DFB结构的阈值增益 αML 与谐振频率 $KL = \frac{\omega}{c} \bar{n}L$ 的关系曲线 (DFB 结构的周期数 $M = 100$, 周期长度 L 。谐振线分别对应于 $N - M = \pm 1, \pm 2, \pm 5, \pm 10$, 折射系数矩形调制, 平均值 $\bar{n} = 1.5$, 调制度 $\Delta n/2\bar{n}$ 以 0.025π 的间隔递增。)

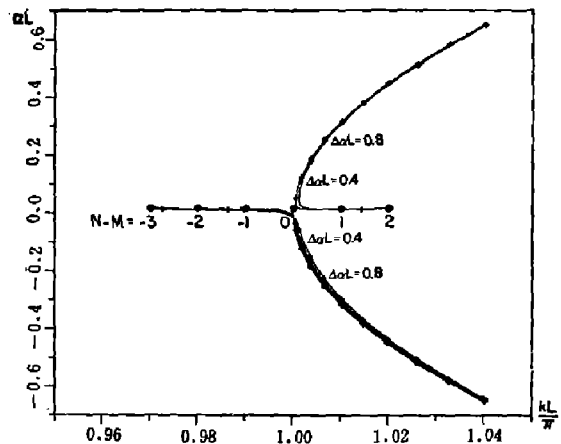


图6 有限DFB结构的阈值增益 αL 与谐振频率 $KL = \frac{\omega}{c} \bar{n}L$ 的关系曲线 (DFB 结构的周期数 $M = 100$ 周期长度 L , 增益矩形调制, 调制度 $\Delta \alpha L$ 以 0.2 间隔递增, 匀折射系数 $n = 1.5$)

$$\text{Im } \beta L \doteq 0. \quad (21b)$$

由色散关系式我们可以得知, 谐振频率只有在阻带之外才能找到, 并且当调制加大时, 谐振频率将偏离布拉格频率更远。图 5 表示了这种特性, 它对应于一个折射系数矩形调制介质的 DFB 结构, 其平均折射系数为 \bar{n} , 调制量是 Δn , 如式(6)所给定, 其阈值增益 αML 是谐振频率 $KL = \frac{\omega}{c} \bar{n}L$ 的函数。

在纯增益调制的情形, 它的特点是在接近布拉格频率时, $\text{Im } \beta L$ 出现最小值, 并且 $\text{Re } \beta L$ 曲线在这部份是平直的。对于强的增益调制, 由式(21)我们发现, 谐振是在靠近 $\text{Im } \beta L$ 最小值时出现的。如图 6 所示, 对应于一个具有矩形增益调制的 DFB 结构, 其平均增益值是 α , 调制量是 $\Delta\alpha$, 其谐振状态可分为两个分支, 上部分支的平均增益是正的, 而下部的是负的。这有点类似于 X-射线衍射理论中的 Borrmann 效应^[27]。

三、线性 DFB 气体激光器

第一台线性 DFB 气体激光器^[51] 是一台带有线性周期金属波导 (见图 7) 的 $496 \mu\text{m}$ CH_3F 激光器^[28, 29], 它由一台混合式脉冲 CO_2 激光器 $9.55 \mu\text{m}$ 谱线泵浦, 典型的远红外输出能量是在微焦耳量级。

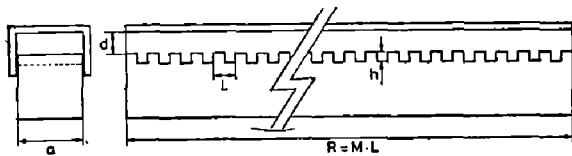


图 7 线性周期结构的矩形金属波导 (周期长度 $L = 0.248 \sim 0.250 \text{ mm}$, 槽纹深度 $h \doteq L/2$, 波导总长 $R = 320 \text{ mm}$, 宽 $a = 12 \text{ mm}$ 或 40 mm , 高 $d = 1 \sim 6 \text{ mm}$)

一个基本的问题是正确识别所观察到的模式, 这些模式是由周期波导产生的。由改进的 Kogelnik 和 Shank 的耦合波理论^[9], 可以推导出带周期刻槽的波导 DFB 气体激光器的谐振条件:

$$R = M \cdot L = \frac{1}{2} \lambda_g \left(M + q + \frac{1}{2} \right). \quad (22)$$

这里 q, M 是整数。 R 表示波导的长度, M 是周期数目, L 是周期长度, 而 q 是 DFB 的纵模指数。 λ_g 表示在波导中的实际波长, 它由传输常数决定, 即 $\lambda_g = 2\pi/\beta$ 。式(22)基本上与法布里-珀罗 (F-P) 波导谐振腔的谐振条件没有多少差别。DFB 模与 F-P 模的差别只在于, 当模指数 q 的绝对值 $|q|$ 增大时, DFB 模的阈值增益也增大。

自由空间波长为 λ 的电磁波在一轴向均匀一致的金属波导中的传输由色散关系给定^[30]:

$$k^2 = \beta^2 + k_c^2, \quad (23)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda = c^{-1}n\omega$ 是自由空间波数, $k_c = 2\pi/\lambda_c$ 是波导的特征截止波数。对于一矩形金属波导的截止波长 λ_c 给定为

$$\lambda_{c, mn} = \left[\left(\frac{m}{2a} \right)^2 + \left(\frac{n}{2d} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

这里 a 及 d 是波导的宽度与高度 (见图 7), m, n 是相应的横模指数。假定式(23)的色散关系仍适用于浅槽纹的, 即 $h \ll d$ 的波导, 则一个矩形的金属的 DFB 波导的共振条件可以表示为

$$R_{qmn} = M \cdot L = \frac{1}{2} \lambda \left[1 - \left(\frac{\lambda}{2} \right)^2 \left(\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{d} \right)^2 \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(M + q + \frac{1}{2} \right). \quad (25)$$

这个模式方程决定了纵向的和横向的模式，其模指数相应为 q 、 m 和 n 。这方程同样可以用来计算相邻模式的间隔。此外，由这方程可见，若要得到最低增益阈值的纵模，即 $|q| = 0$ ，波导的周期 L 应稍大于自由空间的半波长。

图 8 表示有效增益和纵模指数 q 的函数关系。有效增益依赖于工作介质的增益、布拉格条件和波导损耗。遗憾的是在我们的实验中使用了强的泵浦源，使它产生了非线性效应，因此难于定量估算有效增益和带宽^[29,31]。工作介质的温度同样会影响有效增益。Walzer 和 Tacke^[32] 观察了一台连续波 CH_3F 激光器，当温度从 40°C 升到 80°C 时，激光输出下降了约 50%。由于在我们的泵浦功率下，吸收是高饱和的，这可能是脉冲工作的上限^[33]。这种温度依赖关系可以把图 8 的有效增益截面移到较低的 q 值。

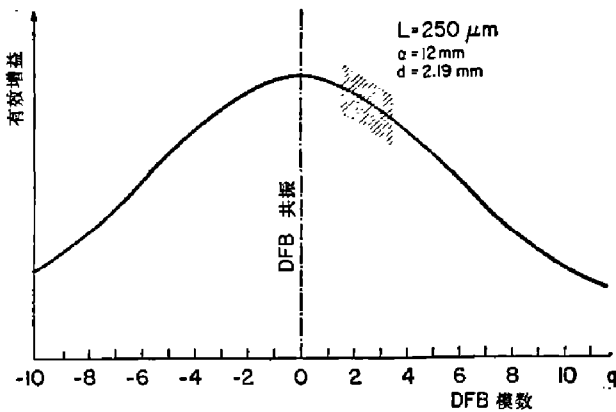


图 8 线性 DFB 激光器在增益谐振中心附近的纵模有效增益(DFB 周期波导结构如图 7 所示)

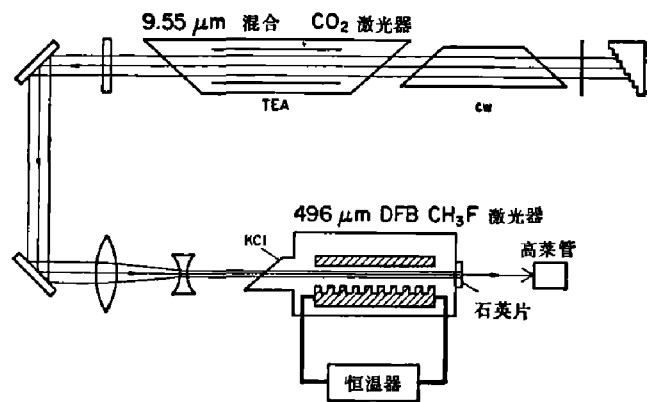


图 9 线性 DFB $496 \mu\text{m}$ CH_3F 激光器的实验装置

用 Affolter 和 Kneubühl^[5~8] 设计的激光器，做了 DFB 气体激光器的一些实验^[10]。激光器的结构如图 9 所示，波导总长度 $R = 320 \text{ mm}$ ，底面是线性周期结构，其它三面是金属平面。通过改变黄铜波导腔体的温度实现改变波导的长度 R 和周期长度 L ，变化率为 $1.85 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ 。因此可用温度变化来实现激光器调谐。工作介质是甲基氟(CH_3F)，气压为几个托。用一台光栅调谐的单模 CO_2 激光器 9P(20) 谱线泵浦。泵浦光束是线性偏振的，通过圆柱面透镜系统会聚到波导里，选择泵浦光束的偏振方向平行于周期结构的槽纹。这台远红外 DFB 激光器工作的模式是 TM 模。图 10 表示上述实验装置观察到的 DFB 谐振的一个例子。波导的周期是 $250 \mu\text{m}$ ，波导尺寸是 $a = 12 \text{ mm}$ ， $d = 2.2 \text{ mm}$ 。图中标出的两个谐振峰相应的 DFB 模指数是 $q = +2$ 和 $+3$ 。与一般的 F-P 调谐的激光器相比，DFB 激光器的特点是相邻的两个模式(例如 $q = +2$ 和

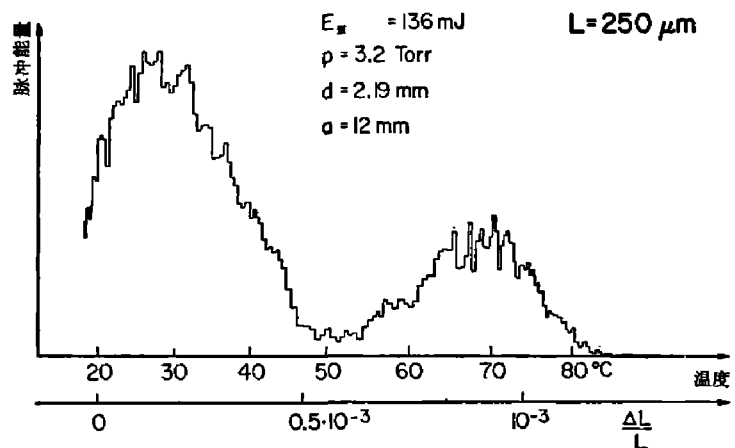


图 10 线性 DFB $496 \mu\text{m}$ CH_3F 激光器的输出和周期长度 L 的关系(温度导致金属波导的周期长度改变，谐振峰相应的 DFB 纵模用模数 q 标出)

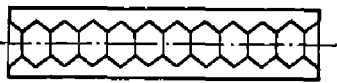
$q = +3$), 它们的谐振峰高度是有差别的。图 8 也标出了相应的 DFB 模式的位置。

综上所述, 通过对 $496 \mu\text{m}$ CH_3F 光泵 DFB 激光器的基本研究, 我们弄明白了线性 DFB 气体激光器大部份的主要性质。下一步的工作是去实现 $10 \mu\text{m}$ 的 DFB CO_2 激光器, 预计在那高工作气压的情况下, 它将会显示出 DFB 的模式选择性的所有优点。

四、螺旋型 DFB 激光器

不久以前, Preiswerk 等^[14~16] 提出并实现了螺旋型 DFB 激光器。这种激光器由于螺旋对称的结构产生分布反馈效应, 而一般的 DFB 染料、固体或气体激光器, 是通过工作介质的折射系数或波导截面以及增益的线性周期调制来产生反馈的^[1~8]。螺旋型 DFB 的概念来自群论的推理, 它表明在无源的或有源的连续螺旋结构中存在准布拉格效应或准 DFB 效应^[15~16]。第一台成功运转的螺旋 DFB 激光器是一台光泵 $496 \mu\text{m}$ CH_3F 激光器^[28, 29], 它的螺旋波导由一个简单的黄铜螺纹套筒组成, 其螺距接近于半波导波长^[14]。螺旋 DFB 激光器比线性 DFB 激光器有更好的模式选择性和特殊的偏振效应。

$$G_{ps} = \{t_L; R_{z, \Delta\phi}^+; \sigma_{zx}; \sigma_{xy}\}$$



$$G_{hs} = \{S_{L, \Delta z}; R_{x, \pi}^+\}$$

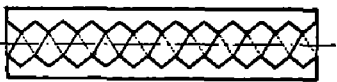


图 11 线性周期对称 G_{ps} 波导结构与螺旋对称 G_{hs} 波导结构

G_{ps} 对称包含有沿 z 轴方向周期为 L 的平移项 t_L , 绕 z 轴的纯转动项 $R_{z, \Delta\phi}^+$ 和分别以轴平面 σ_{zx} 和轴正交平面 σ_{xy} 为镜面的对称项。另一方面, 螺旋对称 G_{hs} 包含了螺距为 L 沿 z 轴方向的螺旋运动项 $S_{L, \Delta z}$ 和绕 x 轴 (x 轴与波导轴 z 轴正交) 转角为 π 的转动项 $R_{x, \pi}^+$ 。

图 12 表示带有 G_{ps} 对称的零阶线性周期微扰的空心金属波导的部分色散关系曲线。 β 是传输常数, $k = \omega/c$ 为自由空间波数, L 为波导的周期。这些曲线属于 G_{ps} 对称群的相同的不可约表达式^[16]。所以, 布拉格和 DFB 效应出现在这些曲线的交点上, 如图中圆圈所示^[15, 16]。由于微扰的线性周期性, 图 12 的色散曲线显示出传输常数 β 有一个以 $2\pi/L$ 为周

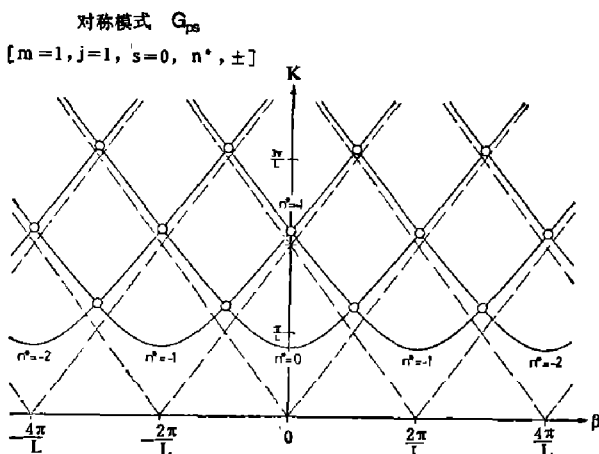


图 12 周期对称 G_{ps} 零阶微扰的波导的色散关系 (圆圈表示布拉格和 DFB 效应的位置)

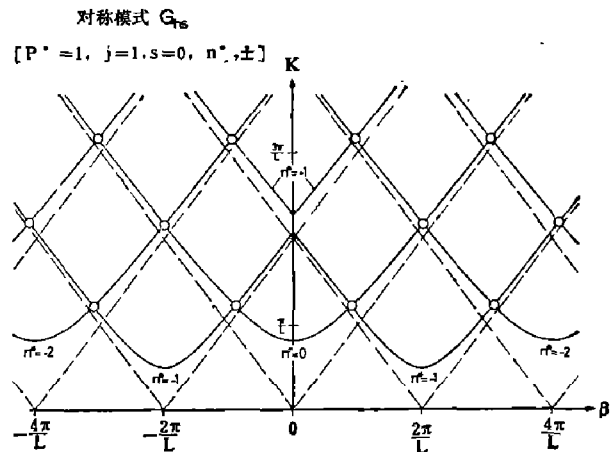


图 13 螺旋对称 G_{hs} 零阶微扰的波导的色散关系 (圆圈表示布拉格和 DFB 效应的位置)

期的变化。这个周期 $2\pi/L$ 说明, 存在有名的周期结构的布里渊区。

图 13 表示一个螺旋对称 G_{ns} 、螺距为 L 的零阶微扰的空心金属波导的部分色散关系曲线, 说明其色散关系没有周期性。然而, 属于相同的不可约表示的曲线交点仍然存在。这些交点意味着有准布拉格效应或准 DFB 效应, 这是螺旋型 DFB 激光器的特征。这些效应并不严格满足布拉格条件, 即 $\beta = \left(N + \frac{1}{2}\right) 2\pi/L$, 其中 $N = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, 然而, 在多数情况下, 有一个好的近似布拉格条件。

螺旋型 DFB 激光器第一次成功运转^[14~16] 所用的实验装置就是先前首次实现线性 DFB 气体激光器的装置(见图 9)。这台螺旋型 DFB 激光器的主体是一个黄铜的螺丝套筒, 见图 14。其长度为 $R = 300 \text{ mm}$, 内直径 $\phi = 4.7 \text{ mm}$, 螺距 $L = 0.25 \text{ mm}$ 。这螺纹是用一只商品的螺丝攻锥在黄铜管内刻出的。其螺距接近于甲基氟的激光波长 $496 \mu\text{m}$ 的半波长。这是和上述的布拉格条件当 $N = 0$ 的情形相符合的。

图 15 表示图 14 的螺旋波导对波长为 $496 \mu\text{m}$ 的传输特性的测量结果, 波导调谐是靠热膨胀 $\Delta L/L$ 来实现的。传输特性显示了预期的准布拉格效应, 而且对于左的和右的圆偏振 $496 \mu\text{m}$ 波, 传输特性有显著的差别, 这是因为波导螺旋对称 G_{ns} 的关系。

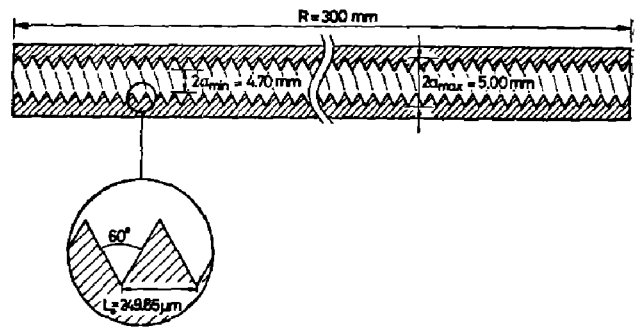


图 14 螺旋 DFB $496 \mu\text{m}$ CH_3F 激光器的黄铜螺旋波导。

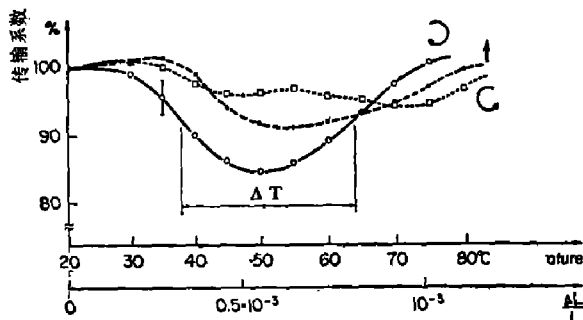


图 15 黄铜螺旋波导对于不同极化的 $496 \mu\text{m}$ 波的传输系数 t 和波导温度的关系

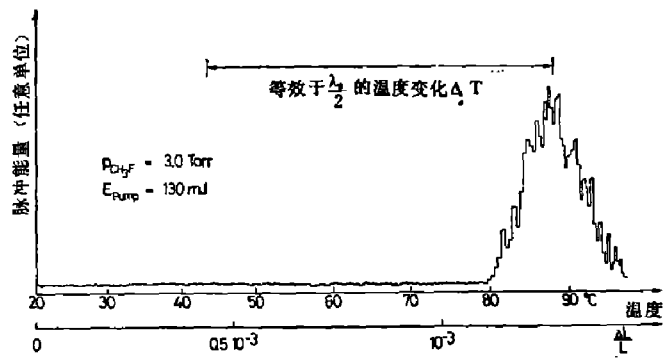


图 16 螺旋 DFB $496 \mu\text{m}$ CH_3F 激光器的谐振特性(波导温度调节实现调谐)

最后, 我们在图 16 中表示出螺旋 DFB CH_3F 激光器的 $496 \mu\text{m}$ 波长谐振曲线。图中只有一个 DFB 模式出现, 对应的波导温度为 90°C , 这和线性 DFB 激光器有显著区别, 后者能观察到几个 DFB 模式(见图 10)。因此, 我们认为螺旋 DFB 比线性 DFB 有更高的模选择性。

螺旋 DFB 结构也可以用于染料激光器^[10, 34], 方法是把激光染料与胆甾醇液晶混合起来^[35], 这将是一种特别的激光器, 它的工作介质和光学反馈机构都是液态的。

五、切向入射式气体激光器

第一台切向入射光栅式气体激光器的实验装置(图 17)如同上述的第一台线性 DFB 激

光器^[5~8]。由一台复合式脉冲 CO_2 激光器 $9.55\ \mu\text{m}$ 辐射泵浦 CH_3F , 产生 $496\ \mu\text{m}$ 激光, 用一只高莱探测器来测量。 $496\ \mu\text{m}$ 辐射的脉冲能量是在微焦耳量级。 $9.55\ \mu\text{m}$ 泵浦脉冲是水平线性偏振的, 能量在 50 至 $100\ \text{mJ}$ 范围, 并由一只光子牵引探测器 PD 来监测。泵浦激光束通过一个圆柱面透镜 OL 会聚, 并通过一个 KOl 的平透镜 W_1 而进入 CH_3F 激光腔。 OL 的焦距长度为 $540\ \text{mm}$; W_1 是可转动的, 便于调准光束位置。 CH_3F 腔的底板和上盖分别装有一块镀金的衍射光栅和一面调谐平镜 M , 形成一个矩形的波导。光栅的闪耀角为 $\frac{\pi}{4}$ 。腔的输入和输出端口分别由一块 KOl 窗片 W_2 及一块石英窗片 W_3 密封, CH_3F 充气至最佳工作气压 $3 \sim 4\ \text{Torr}$ 。实验测出 CH_3F 的 $496\ \mu\text{m}$ 辐射的脉冲能量是波导高度 h_0 和镜的角度 ϕ 的函数。调节倾角 δ 能使辐射达最佳状态, 但角度 ϕ 不受 δ 的影响。我们观察到一系列明确的谐振辐射, 图 18 表示其中之一例。

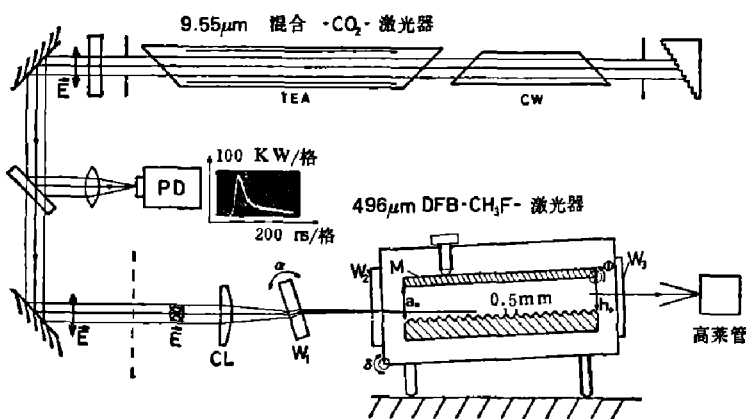


图 17 切向入射 $496\ \mu\text{m}$ CH_3F 激光器的实验装置

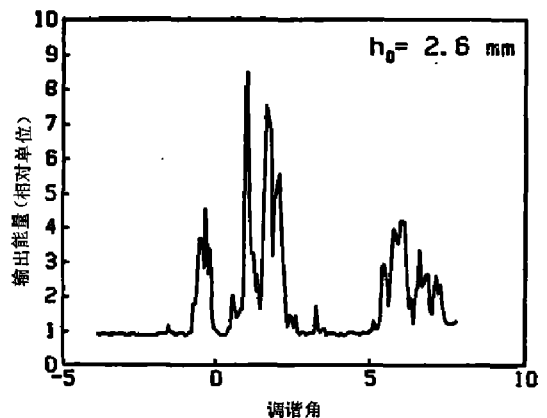


图 18 切向入射激光器 $496\ \mu\text{m}$ 谐振发射一例(保持 $h_0=2.6\ \text{mm}$, 角 ϕ 扫描)

目前这种 CH_3F 切向入射式气体激光器还不能直接利用切向入射染料激光器^[18~22] 的通常的谐振条件, 因为前者的衍射光栅与调谐镜的间距仅仅只有几个激光波长, 而在后者, 这个距离是相当大的。这就是说, 切向入射式染料激光器可用夫朗和菲衍射来解释, 而现在的 CH_3F 切向入射式气体激光器的谐振是对应费涅尔衍射的。为此, 我们须用另一种逼近方法, 它是建立在波导和 DFB 理论上的。

首先, 我们从楔形波导的传输问题着手, 传输常数 $\beta(z)$ 是沿着波导轴 z 的位置改变的:

$$\beta(z) = 2\pi \lambda_g^{-1}(z) = [(2\pi \lambda^{-1})^2 - (\pi m (a_0 + z \sin \phi)^{-1})^2]^{1/2}, \quad (26)$$

其中 $\phi = \sin \phi$ 是调谐角, a_0 是在 $z=0$ 处的波导高度, m 是横模指数, λ 是自由空间波长, λ_g 是波导波长。电磁波在两个相近的位置 $z, z+\Delta z$ 及时刻 $t, t+\Delta t$ 的电场可以表示为^[36]

$$E(z+\Delta z, t+\Delta t) = E(z, t) \exp i(\omega \Delta t - \beta(z) \Delta z), \quad (27)$$

由此式我们可以推出适用于这切向入射式气体激光器的正相干环路条件:

$$\int_{z_0}^{z_1} \beta(z) dz = \pi N. \quad (28)$$

其中 z_0 及 z_1 是激光器的周期结构的起点和终点。根据线性 DFB 气体激光器折射系数弱调制的谐振条件^[8, 16], 我们得到一阶的 DFB 谐振条件为

$$N = M(z_0, z_1) + q + 1/2. \quad (29)$$

其中 q 是 DFB 模指数, $M(z_0, z_1)$ 是 z_0 至 z_1 间的周期数目。而切向入射式气体激光器固有

的谐振条件遵循二阶 DFB 谐振。相应于一阶谐振条件式(29), 二阶 DFB 的谐振条件为

$$N = 2M(z_0, z_1) + q + \frac{1}{2} + \pi^{-1}\phi_0, \quad (30)$$

其中 $\phi_0 (=0)$ 是耦合位相差。因子 2 是由于二阶效应而引入的。

图 19 是实验观察到的切向入射式气体激光器固有的谐振点分布, 相应于二阶 DFB 效应。此时衍射光栅与调谐镜的间距相对大些, 即 $a_0 = 1 \sim 4 \text{ mm}$, 并且调谐角 ϕ 较小, 即 $\phi = -5 \sim 10 \times 10^{-3} \text{ rad}$, 在这种情况下, 波导波长 λ_g 接近等于自由空间波长 λ 和光栅的周期长度 L ,

$$\lambda \doteq \lambda_g \doteq L_0. \quad (31)$$

实验采用的光栅是 600 线, 周期为 $500 \mu\text{m}$, 位于 $z_0 = 0$ 和 $z_1 = 300 \text{ mm}$ 之间。图中画出的理论曲线相应的横模指数 $m = 1$ 和 2, 对应不同 DFB 模指数 q 的曲线清楚地分开。大部分观察到的谐振是接近 DFB 的主模, 即 $q = 0$ 的模, 这是与理论相符的。

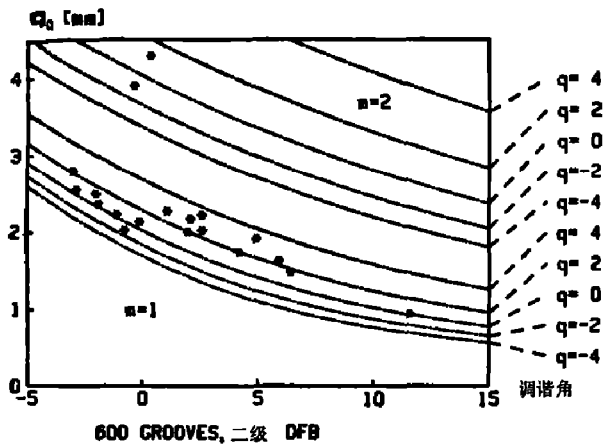


图 19 切向入射式谐振即二阶 DFB 谐振分布(星号(*)表示实验点, 光栅为 600 线, 周期 $500 \mu\text{m}$)

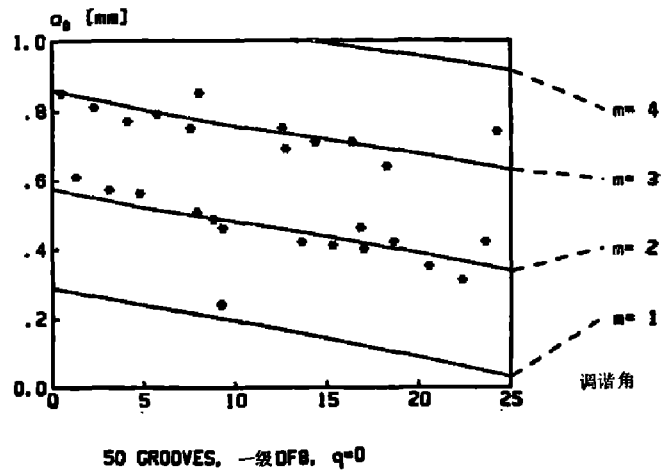


图 20 一阶 DFB 谐振分布(星号(*)表示实验点, 所用光栅 50 线, 周期 $500 \mu\text{m}$)

图 20 是实验观察到的一阶 DFB 谐振点。此时, 光栅与镜的间距比较小, 即 $a = 0.4 \sim 1 \text{ mm}$, 相应的波导波长 λ_g 较大, 接近等于光栅周期 L 的两倍,

$$\lambda < \lambda_g \doteq 2L_0. \quad (32)$$

实验采用的光栅是 50 线, 线宽为 $500 \mu\text{m}$, 位于 $z_0 = 0$ 和 $z_1 = 25 \text{ mm}$ 之间。图 20 只给出 $q = 0$ 的理论曲线, 因为对于相近的 q 值的曲线几乎和 $q = 0$ 的曲线重叠, 难于分开, 这和二阶 DFB 的情形形成鲜明对照, 也解释了实验观察到的一阶 DFB 谐振线线宽较宽的原因。有两个理由促使我们选择只有 50 线的光栅, 其一是我们用这个光栅发现了最强的 $496 \mu\text{m}$ 发射; 其二是我们认为当角 ϕ 较大时, 由于 $\beta(z)$ 的变化较大, 这时只有小部份的光栅线条是产生反馈的。因此, 我们的理论近似不适用于大角度 ϕ 的情况。

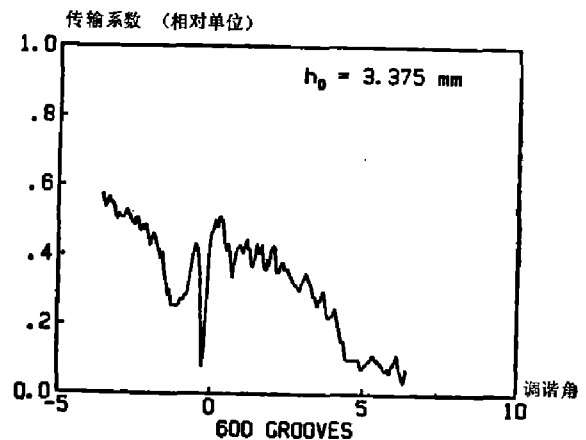


图 21 带光栅楔形波导对于线性偏振 $496 \mu\text{m}$ 波的传输特性(光栅为 600 线, 周期 $500 \mu\text{m}$, 波导高 $h_0 = 3.375 \text{ mm}$ 。在 $\phi = 0$ 的谐振凹陷相应于二阶 DFB 效应)

图 19 和图 20 表明我们的切向入射式气体激光器存在一阶的和二阶的 DFB 效应, 后者是与切向入射效应一致的。谐振点位置与理论曲线的偏差是由于理论不够精确以及来自切向入射腔边沿的反馈影响。

为了验证我们所观察到的是切向入射式气体激光器的模式结构, 我们也进行了被动特性的测量, 测量的对象就是这激光器的带光栅楔形波导。为此, 我们用一台连续波的光泵 $496\ \mu\text{m}$ CH_3F 激光器作信号源, 其线偏振方向垂直于光栅的刻纹。光束从波导的一端射入, 对应于该端的波导高度为 h_0 (图 17)。不改变信号源的波长, 保持 h_0 不变, 而改变角 ϕ 来实现调谐, 测量这波导的传输特性和反射特性。

对于上述的 600 线光栅, 当 h_0 为某些“谐振高度”时, 在角 ϕ 接近零时, 传输特性出现一些锐的谐振凹陷现象, 这是由于信号被反射而形成的。图 21 示出其中一例, 对应于 $h_0 = 3.375\ \text{mm}$, 在谐振点附近, 传输系数下降了 30~50%。这些谐振凹陷的位置大致符合式 (30) 和图 19 的曲线, 相应于二阶 DFB 模式。当增加角 ϕ 时, 由于输出端波导高度 a_0 减小, 因此输出信号减弱, 信噪比下降。我们用上述的 50 线光栅的波导, 测量了反射特性。当角 ϕ 较大时, 反射特性曲线出现一些谐振峰, 它们出现的位置大致符合式 (29)。

六、结 论

根据我们的研究目的, 我们成功地实现了几种不同形式的 DFB 气体激光器, 即线性的、螺旋型的和切向入射光栅式的。迄今所有这些 DFB 气体激光器的实验都是在远红外 $496\ \mu\text{m}$ 的 CH_3F 激光器上进行的。未来的目标将是实现 $10\ \mu\text{m}$ 的 CO_2 激光器, 这将能充分显示 DFB 选模的优点。螺旋型 DFB 的观念同样会给染料激光器和胆甾醇液晶的研究以新的启发^[16,17]。最后, 我们的研究也许会对将来的红外激光直线粒子加速器^[37,38] 和微波技术^[16] 的发展有所裨益。

致谢——我们的研究工作得到瑞士联邦工学院 (ETH)、瑞士国家科学基金会、Huber-Kudlich 基金会和联邦政府的支持和赞助, 借此致谢。我们也十分感谢给予我们宝贵意见和建议的下列人士: E. Affolter 博士, M. Strutt 教授和 E. Trubowitz 教授, ETH, Zurich, CH; Ovon Planta 博士, Hoffmann-La Roche & Cie, Basel, CH; H. Kogelnik 博士, C. V. Shank 和 P. W. Smith, Bell Laboratories, Holmdel, USA; 和 S. A. Akhmanov 教授, Univ., Moscow, USSR。十分感谢 W. Herrmann, B. Nussberger 和 G. Schürch 给予技术协助, 十分感谢 D. Keusch 打印英文稿。

参 考 文 献

- [1] Kogelnik H. and Shank C. V., *Appl. Phys. Lett.* **18**, (1971), 152~154.
- [2] Shank C. V., Bjorkholm J. E. and Kogelnik H., *Appl. Phys. Lett.*, **18** (1971), 395~396.
- [3] Bjorkholm J. E. and Shank C. V., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8** (1972), 833~838.
- [4] Nakamura M., Yariv Y., Yen H. W., Somekh S. and Garvin H. L., *Appl. Phys. Lett.*, **22** (1973), 515~516.
- [5] Affolter E. and Kneubühl F. K., *Phys. Lett.*, **74 A** (1979), 407~408.
- [6] Kneubühl F. K. and Affolter E., *J. Optics (Paris)*, **11** (1980), 449~453.
- [7] Affolter E. and Kneubühl F. K., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17** (1982), 1115~1122.

- [8] Kneubühl F. K. and Affolter E., *Infrared and Millimeter Waves*, vol. 5, Ed. K. J. Button, Academic Press, 1982, 305~337,
- [9] Kogelnik H. and Shank C. V., *J. Appl. Phys.* **43**, (1972), 2327~2335.
- [10] Shyh Wang, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **QE-10** (1974), 413~427.
- [11] Magnus W., Winkler S., *Hill's Equation*, N. Y.: J. Wiley Inc., 1966.
- [12] Gnepf S. and Kneubühl F. K., *Proc. Int. Conf. on Lasers' 81, New Orleans.*, Dec 1981, STS Press, McLean, VA, 1982, 390~397.
- [13] Brillouin L., *Wave Propagation in Periodic Structures*, N. Y.: McGraw-Hill, 1946.
- [14] Preiswerk H. P., Küttel G. and Kneubühl F. K., *Phys. Lett.*, **93 A** (1982), 15~17.
- [15] Preiswerk H. P., Lubanski M. and Kneubühl F. K., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19** (1983), 1452~1457.
- [16] Preiswerk H. P., Lubanski M. and Kneubühl F. K., *Applied Physics*, **B33** (1984), 115~131.
- [17] Kneubühl F. K., *Infrared Physics*, **23** (1983), 115~117.
- [18] Shoshan I., *J. Appl. Phys.*, **48** (1977), 4495.
- [19] Littman M. G. and Metcalf H. J., *Appl. Opt.*, **17** (1978), 2224.
- [20] Littman M. G., *Opt. Lett.*, **3** (1978), 138.
- [21] Saikan S., *Appl. Phys.*, **17** (1978), 41.
- [22] Szabo G. and Bor Zs., *Applied Physics*, **B31** (1983), 1~4.
- [23] Meiman N. N., *J. Math. Phys.*, **18** (1977), 834~849.
- [24] Brillouin L., *Wave Propagation in Periodic Structures*, N. Y.: McGraw-Hill, 1946.
- [25] Abramowitz M., Segun I. A., *Handbook of mathematical functions*, N. Y.: Dover Publ., 1968.
- [26] Gnepf S. and Kneubühl F. K., *Int. J. of Infrared and mmWaves*, in print.
- [27] Battermann B. W. and Cole H., *Rev. Mod. Phys.*, **36** (1964), 681~717.
- [28] Chang T. Y. and Bridges T. J., *Opt. Comm.* **1** (1970), 423~426.
- [29] Chang T. Y., *Topics in Applied Physics*, **16**, Ed. Y. R. Shen, Berlin: Springer, 1977 215~274,.
- [30] Marcuvitz N., *Waveguide Handbook*, New York: McGraw-Hill, 1951.
- [31] Hodges D. T., *Infrared Physics*, **18** (1978), 375~384.
- [32] Walzer K. and Tacke M., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QF-16** (1980), 255~257.
- [33] Temkin R. J. and Cohn D. R., *Opt. Comm.*, **16** (1976), 213~217.
- [34] Kneubühl F. K., *Infrared Physics*, **23** (1983), 115~117.
- [35] de Gennes P. G., *The Physics of Liquid Crystals*, Ch. 6, Oxford: Clarendon Press, 1974.
- [36] *Linear Accelerators*, Ed. P. M. Lapostolle and A. L. Septier, Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1970, Ch. A. 2, 22.
- [37] *Laser Accelerators of Particles*, Ed. J. Channel, AIP Conference Proc. No 91, New York, 1982.
- [38] *The Challenge of Ultra-High Energies*, Proc. of the EOFA-RAL Meeting, Oxford, 1982.

NOVEL DISTRIBUTED FEEDBACK GAS LASERS

ZHENG XINGSHI*, SILVIO GNEPF, HANS PETER PREISWERK,
DANIEL WILDMANN, FRITZ KURT KNEUBÜHL

(Physics Department, ETH, Swiss Federal Institute of Technology, Zürich, Switzerland)

ABSTRACT

Theory and first realization of three types of distributed feedback (DFB) gas lasers are reviewed. These are the linear DFB gas laser, the helical DFB laser and the grazing-incidence gas laser which is related to the second-order DFB effect. The realization of these novel types of lasers was achieved by incorporation of linear periodic, helical and wedged grating metal waveguides in an optically pumped far-infrared $496\ \mu\text{m}$ CH_3F laser. Helical DFB represents a new laser concept which is also of interest in microwave techniques and in research on dye lasers and cholesteric liquid crystals. A goal of future studies on DFB gas lasers is the realization of $10\ \mu\text{m}$ CO_2 DFB lasers which promise excellent characteristics and applications.

* Academic guest from Zhongshan University, Guangzhou, China.